

双色反旋圆偏振激光场中分子的非序列双电离

郭祯, 白丽华*, 刘可盈, 申雁雯

上海大学理学院物理系, 上海 200444

摘要 利用经典系综方法,研究了氮气(N_2)分子在周期量级双色反旋圆偏振激光场中的非序列双电离(NSDI),发现在确定的激光强度下,随着激光波长的增加,NSDI的产量明显减小,这是因为电子波包的扩散作用。研究发现NSDI电离机制受到激光波长的影响,随着激光波长的增大,碰撞激发电离越来越占主导,这与第一个电子的返回轨迹和返回能量有关。讨论了NSDI的电子动量分布,电子动量分布随激光波长有明显变化,激光波长越长,“旋转三瓣扇形”结构越明显。

关键词 原子与分子物理学; 非序列双电离; 双色反旋圆偏振激光场; 碰撞激发电离; 经典系综方法; 动量分布

中图分类号 O562.4; O562.5

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2102002

Nonsequential Double Ionization of Molecules in Counter-Rotating Two-Color Circularly Polarized Laser Fields

Guo Zhen, Bai Lihua*, Liu Keying, Shen Yanwen

Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Nonsequential double ionization (NSDI) of N_2 molecules in counter-rotating two-color circularly polarized few-cycle laser fields is investigated by the classical ensemble method. The results show that for the determined laser intensity, the yield of NSDI decreases significantly with the increasing laser wavelength, which is caused by the diffusion effects of electron wave packets. It is also found that the ionization mechanism of NSDI is affected by the laser wavelength. Collision excitation ionization becomes increasingly dominant with the rising laser wavelength, which is related to the return trajectory and return energy of the first electron. At the same time, the electron momentum distribution of NSDI is discussed in this paper. The electron momentum distribution varies significantly with the laser wavelength, and the longer laser wavelength leads to clearer "rotating three-lobed fan-like" structures.

Key words atomic and molecular physics; nonsequential double ionization; counter-rotating two-color circularly polarized laser fields; collision excitation ionization; classical ensemble method; momentum distribution

1 引言

近年来,原子分子光物理飞速发展,其中强激光与物质的相互作用受到了广泛关注,强激光与物质之间的相互作用会产生很多非线性光学现象,如多光子电离、阈上电离^[1]、高次谐波^[2]、空气激光^[3]以及非序列双电离(NSDI)^[4-5]等。NSDI现象为研究物理过程的电子关联性提供了研究方向^[6]。1992年,Fittinghoff等^[7]从“膝盖”结构中发现了NSDI现象的存在,之后大量的理论^[8-11]和实验^[12-13]工作围绕这一现象开展了研究。

NSDI是原子或分子在强激光场中发生的一种二次电离现象:原子或分子中的一个电子(第一个电子)

被激光场电离,被电离的电子在激光场的作用下加速,激光场反向时发生反转回到母核附近并与母核发生碰撞;又一个电子(第二个电子)脱离母核^[14]。NSDI的电离机制分为碰撞激发电离(RII)和碰撞激发场致电离(RESI)^[15]。RII指被激光场电离的电子(第一个电子)返回母核附近与母核发生碰撞,因为第一个电子积累了足够的能量,所以与母核发生碰撞时直接将母核中的另一个电子(第二个电子)电离,这种电离机制中第二个电子的电离时间较短^[16-17]。而RESI是被激光场电离的电子(第一个电子)返回母核附近与母核发生碰撞,但是因为第一个电子积累的能量不足以将母核中的另一个电子(第二个电子)电离,只能将第二个电

收稿日期: 2022-03-16; 修回日期: 2022-05-07; 录用日期: 2022-05-23

基金项目: 上海市自然科学基金(18ZR1413600)

通信作者: lhbai@163.com

子激发到激发态,激光场场强到达峰值时才能将第二个电子电离,这种电离机制中第二个电子电离的时间在较后的光学周期^[18-19]。

过去二十几年,NSDI在理论上得到了广泛而深入的研究。人们利用单色强激光场深入研究强激光场与原子分子之间相互作用的动力学过程比较普遍。近年来,随着激光技术的不断发展,人们开始使用双色激光场及组合激光场作用于原子分子。目前双色激光场与物质相互作用的研究工作正如火如荼地进行^[20-21]。双色激光场相比于单色激光场拥有更多可调节参数,如相对相位、激光电场的振幅之比、偏振率和旋度等,可以用于更详尽地研究NSDI所包含的丰富物理过程,该过程为研究电子关联效应提供了一个简单清晰的模型。2019年,Li等^[22]实验研究了暴露于双色圆飞秒激光脉冲中单电离氮气分子的空气激光发射。另外,人们研究了双色反旋圆偏振(CRTC)激光场中激光场的振幅之比及相对相对对NSDI的动力学过程的影响^[23-24]。而激光波长对NSDI的动力学过程的影响较少被研究。

本文采用全经典计算方法^[25-28],研究了N₂在CRTC激光场中产生NSDI时激光波长对NSDI产量的影响,及激光波长对两种电离机制RESI和RII的影响。研究的激光波长范围为390~2400 nm,RESI和RII的激光角频率之比为1:2。选择6个激光强度

(2 × 10¹⁴、2.4 × 10¹⁴、3 × 10¹⁴、4 × 10¹⁴、5 × 10¹⁴、7 × 10¹⁴ W/cm²),研究了激光波长对NSDI的影响。最后得到的结论是:在确定的激光强度下,随着激光波长的增大,NSDI的产量有明显的下降趋势,这与电子波包的扩散^[29-30]有关。同时发现在电子动量分布图中负矢势边上的“旋转三瓣扇形”结构主要是RII这种机制电离的电子的分布区域,而中心部分主要是RESI这种机制电离的电子的分布区域,且随着激光波长的增大,RII电离机制电离的电子在NSDI中的占比越来越大,这与第一个电子的返回轨迹和返回能量有关。

2 理论方法

本文采用的方法以Haan等^[31-32]提出的经典系综的方法为基础,这种计算方法已经被广泛运用到激光场和原子分子相互作用的研究中^[33]。N₂分子的哈密顿量可表示为

$$H_{N_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; t) = T_{N_2}(\mathbf{p}) + V_{N_2}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

式中: $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 代表两个电子的位置矢量; $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ 代表两个电子的动量; t 为电子运动的时间; \mathbf{p} 为两个电子的总动量; r 为两个原子之间的距离。

N₂的动量和N₂的势能分别为

$$T_{N_2}(\mathbf{p}_i) = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2} + \frac{\mathbf{p}_2^2}{2}, \quad (2)$$

$$V_{N_2}(r_i) = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}} - \sum_{i=1}^2 \frac{Z_N}{\sqrt{\left(r_1 + \frac{R}{2}\right)^2 + a^2}} - \sum_{i=1}^2 \frac{Z_N}{\sqrt{\left(r_1 - \frac{R}{2}\right)^2 + a^2}}, \quad (3)$$

式中: Z_N 为有效核电荷数; R 为原子与原点的距离; r_1 为第一个电子的位置矢量大小; r_2 为第二个电子的位置矢量大小; $-\sum_{i=1}^2 \frac{Z_N}{\sqrt{\left(r_1 + \frac{R}{2}\right)^2 + a^2}}$ 和 $-\sum_{i=1}^2 \frac{Z_N}{\sqrt{\left(r_1 - \frac{R}{2}\right)^2 + a^2}}$ 为氮原子对电子的库仑势; $\sum_{i=1}^2 \frac{1}{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}}$ 为两个电子之间的库仑势,而 a ($a = 1.15$ a. u.)和 b ($b = 0.05$ a. u.)为软核系数,软核系数的作用是防止自吸收和物理奇点。

两个电子在激光场中的哈密顿量可表示为

$$H = H_{N_2} + (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \cdot \mathbf{E}(t). \quad (4)$$

本文所用到的CRTC的激光场强的表达式为

$$\mathbf{E}(t) = E_1 f(t) [\cos(\omega_1 t) \hat{x} + \sin(\omega_1 t) \hat{y}] + E_2 f(t) [\cos(\omega_2 t) \hat{x} - \sin(\omega_2 t) \hat{y}], \quad (5)$$

式中: \hat{x}, \hat{y} 分别为 x, y 方向上的激光电场分量; E_1 和 E_2 分别是两个波长所对应的激光电场的振幅; ω_1 和 ω_2 分别为两束波长对应的角频率(本文中两束波长对应的

角频率之比为1:2); $f(t) = \sin^2\left(\frac{\pi t}{NT_{o.c.}}\right)$ 为脉冲包络, $T_{o.c.}$ 为光学周期, N 为光学周期数,取 $N=4$,即激光脉冲为4个光学周期。本文中使用的CRTC激光场呈现一个三瓣结构,激光的负矢量势呈现一个三角形结构,之后两个电子在激光场中运动。

两电子在激光场中的运动可通过含时牛顿运动方程求解,含时牛顿运动方程为

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (6)$$

通过4~5阶的龙格库塔算法求解式(6)。两个电子的初始位置和动量分布都满足高斯分布,确保总能量为正,之后让电子自由演化足够长的时间,等到电子的位置和动量分布稳定时,获得初始系综,然后加入激光场,所有的电子在库仑势和电场的作用下又开始演化,直至脉冲结束。如果两个电子在脉冲结束时,总能量即势能与动能的和都大于0,就记一次双电离事件。

3 结果分析与讨论

本文通过数值模拟得到在CRTC激光场中NSDI的产量随激光波长的变化,如图1所示。图1中横轴刻

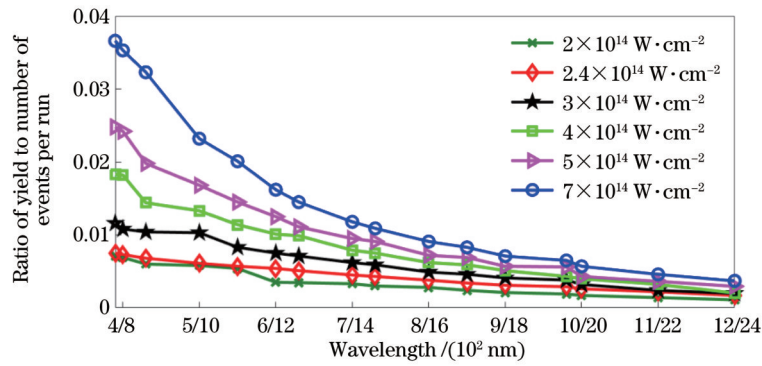


图 1 在 CRTC 激光场中不同激光强度时 N_2 在不同激光波长下 NSDI 的产量

Fig. 1 Yield of NSDI for N_2 at different laser wavelengths with different CRTC laser intensities

度值 4/8 代表 400 nm 和 800 nm 叠加的波长,其他刻度值的含义类似。

接下来研究短周期下 N_2 在确定激光强度下的 NSDI 产量随激光波长的变化,为观察到明显的现象,选择了比较强的激光强度 ($\geq 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$),由图 1 可以发现:在激光强度确定时,随着激光波长的增大,NSDI 的产量有明显下降的趋势;而在激光波长确定时,随着激光强度的增大,NSDI 的产量会越来越高。在激光强度确定时,随着激光波长的增大,NSDI 的产量有明显下降的趋势,这与 Kang 等^[34]在研究线偏振激光场下 Mg 原子 NSDI 产量的波长依赖性相一致。这

是因为在长波长的激光场中,电子的波包扩散作用使得电子在重新散射时,由于第一个电离电子的波包宽度扩展得更宽,电子在发生重碰撞之前要经历更长的时间,所以在相同的初始条件下,激光波长越长,第一个电子返回母核与母核发生碰撞的概率越低^[35]。为了进一步确定这个影响因素,计算了激光强度为 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下,波长分别为 390 nm 和 780 nm 的组合场,700 nm 和 1400 nm 的组合场,以及 1000 nm 和 2000 nm 的组合场下的电子轨迹图,如图 2 所示,其中实线表示第一个电子的运动轨迹,虚线表示第二个电子的运动轨迹。

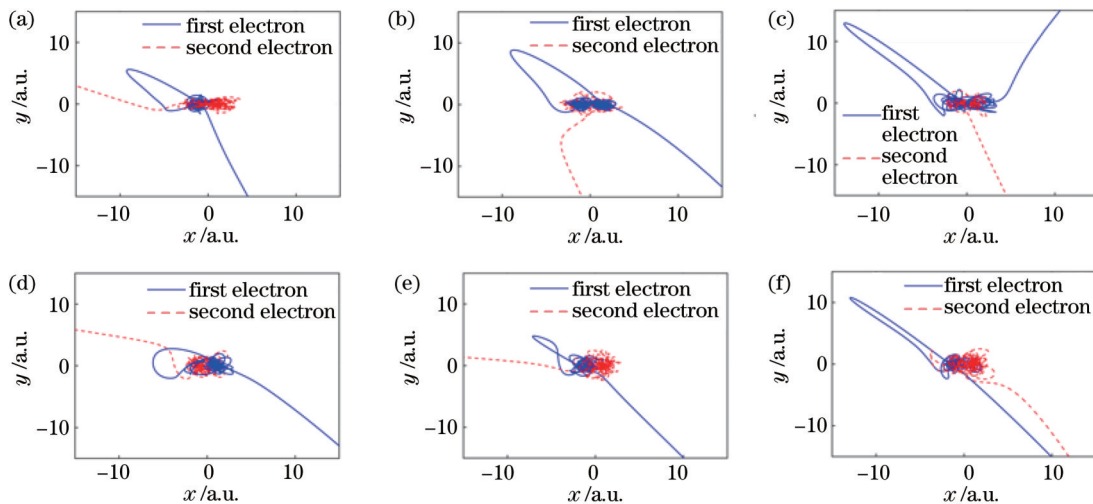


图 2 两种激光强度下不同激光波长的电子轨迹图。激光强度为 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的 CRTC 激光场中波长分别为 (a) 390 nm 和 780 nm 的组合场、(b) 700 nm 和 1400 nm 的组合场和 (c) 1000 nm 和 2000 nm 的组合场的电子轨迹;激光强度为 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的 CRTC 激光场中波长分别为 (d) 390 nm 和 780 nm 的组合场、(e) 700 nm 和 1400 nm 的组合场以及 (f) 1000 nm 和 2000 nm 的组合场的电子轨迹图

Fig. 2 Electron trajectories at different laser wavelengths for two laser intensities. Electron trajectories of combined fields with wavelengths of (a) 390 nm and 780 nm, (b) 700 nm and 1400 nm, and (c) 1000 nm and 2000 nm, respectively, in CRTC laser field with laser intensity of $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; electron trajectories of combined fields with wavelengths of (d) 390 nm and 780 nm, (e) 700 nm and 1400 nm, and (f) 1000 nm and 2000 nm, respectively, in CRTC laser field with laser intensity of $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

在激光电场作用时间内,电子能够返回多次。为了说明问题,总结了在激光电场作用过程中电子返回的几种可能:1)电子受到激光电场的作用电离,在激光

电场作用势反向时,电子返回母核附近,电子返回时能量较小,被母核重新俘获;2)电子返回且将另一个电子击出后,自身被俘获,另一个电子出射,再返回;3)电子

返回时将没有与任何电子发生相互作用,从母核附近掠过后在相反的方向上返回;4)电子返回时将另一个电子击出,两个电子同时出射(传播时间较长,长轨迹)或者一个电子出射而另一个电子稍后出射(传播时间较短,短轨迹)。前三种类型的返回轨迹都不属于 NSDI 的轨迹,只有第四种属于 NSDI 的轨迹。图 2 为电子经典轨迹的平均。

从图 2(a)~(c)可以明显看到,随着激光波长的增大,第一个电子返回母核的平均轨迹越来越长,从而出现 NSDI 的产量有明显下降的变化趋势。同时计算了激光强度为 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时的电子轨迹图,得到图 2(d)~(f),其激光波长分别对应于图 2(a)~(c)。

由图 2(d)~(f)中依然可以发现,随着激光波长的增加,第一个电子的平均返回轨迹会越来越长。这进一步证明了对于较长激光波长的组合激光场,电子在发生重碰撞之前要经历的时间更长。

接下来研究在短周期下 N_2 分子在 CRTC 激光场中 NSDI 的动量分布的激光波长依赖性,如图 3 和图 4 所示。在 NSDI 中,除了返回电子动能之外,返回电子的方向也会对 NSDI 过程产生影响,电子的返回方向大致有三种,但在本文工作中,激光电场的相对相位没有发生变化,三种返回方向的返回轨迹类似,所以选择其中一个方向进行研究。

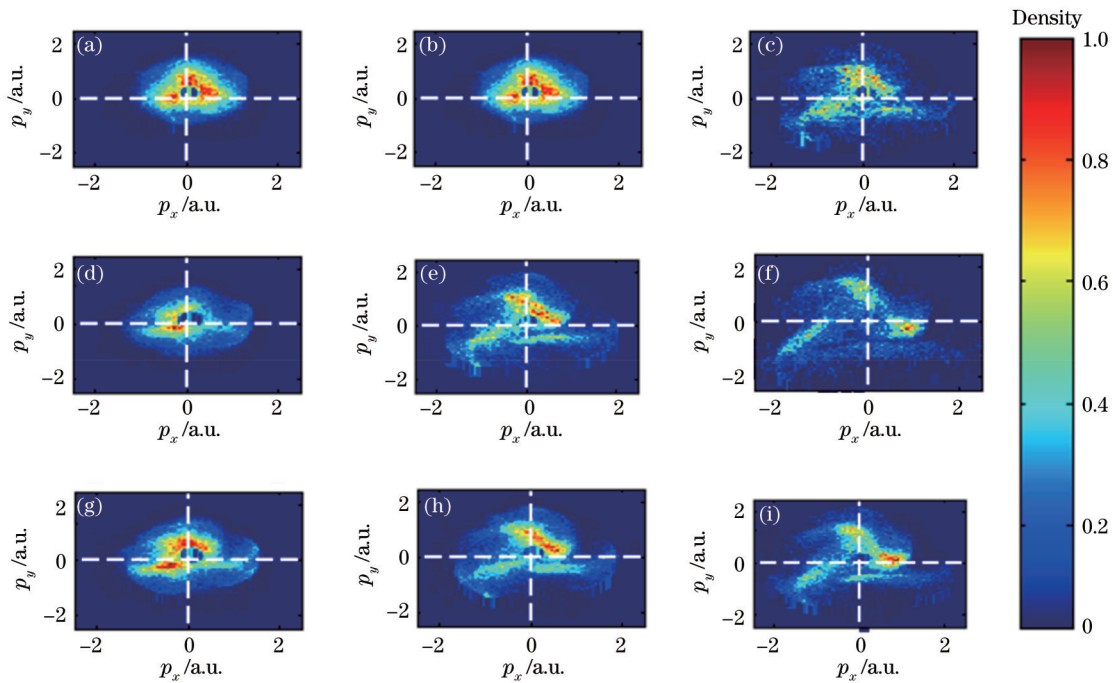


图 3 N_2 在 CRTC 激光场中不同激光波长下的动量分布图。激光强度为 $2.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下波长分别为 (a) 390 nm 和 780 nm 的组合场、(b) 500 nm 和 1000 nm 的组合场和 (c) 800 nm 和 1600 nm 的组合场时 N_2 的 NSDI 动量分布图;激光强度为 (d)~(f) $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 (g)~(i) $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下 N_2 的 NSDI 动量分布,其激光波长分别与图 3(a)~(c) 相对应

Fig. 3 Momentum distributions of N_2 at different laser wavelengths in CRTC laser fields. Momentum distributions of N_2 of combined fields with wavelengths of (a) 390 nm and 780 nm, (b) 500 nm and 1000 nm, and (c) 800 nm and 1600 nm, respectively, with the laser intensity of $2.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; momentum distributions of N_2 with laser intensities of (d)~(f) $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ and (g)~(i) $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ with laser wavelengths corresponding to Fig. 3(a)~(c), respectively

由图 3 发现:在确定激光强度下,随着激光波长的增大,动量分布在中心的部分越来越少,而“旋转三瓣扇形”结构越来越明显,动量分布随波长的变化表征了总产量背后不同电离机制的 NSDI。为了验证两种电离机制 (RESI 和 RII) 电离的电子分别分布在中心周围还是呈现“旋转三瓣扇形”结构,针对图 3 中所对应的三个激光强度计算了各个激光波长下两种电离机制 (RESI 和 RII) 所占的比率,如图 4 所示。图 4 中横轴刻度值 5/10 代表 500 nm 和 1000 nm 叠加的波长,其他刻度值的含义类似。

从图 4 可以发现:在确定的激光强度下,随着激光波长的增加,以 RII 电离机制电离的电子所占比率有

明显的上升趋势。结合图 2 发现,在研究的 CRTC 激光场中,除激光波长,其他初始条件确定时,随激光波长的增大,NSDI 的产量明显下降,而 RESI 机制电离的电子在 NSDI 产量的占比也有明显下降。因此对 NSDI 起关键作用的是短返回轨迹。

最后结合图 3 的动量分布图,得出结论:在 CRTC 激光场下 N_2 的 NSDI 动量分布中,以 RESI 电离机制电离的电子主要分布在中心周围的部分,而以 RII 电离机制电离的电子主要分布在“旋转三瓣扇形”结构中。所以随着波长的增大,RII 电离机制会越来越占主导地位,动量分布图中“旋转三瓣扇形”结构越来越明显。为进一步证实动量分布图中“旋转三瓣扇形”结构主要

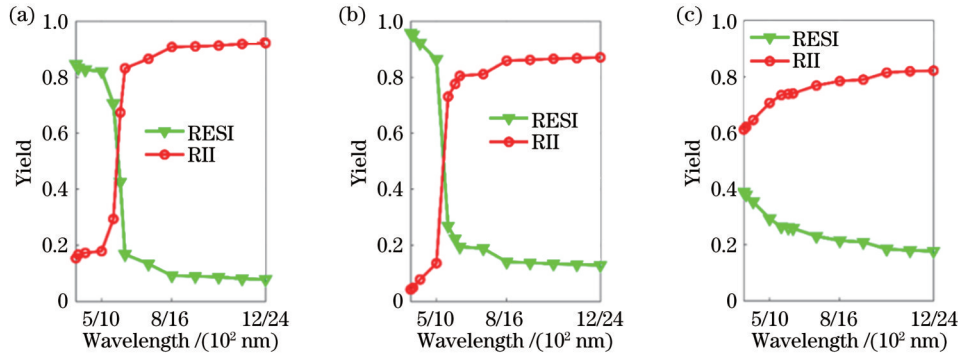


图 4 在 CRTC 激光场中 N_2 在各个激光波长下以两种电离机制电离的电子所占的比率。(a) 激光强度为 $2.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (b) 激光强度为 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (c) 激光强度为 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

Fig. 4 Ratio of electrons ionized by two ionization mechanisms at different wavelengths in CRTC laser fields. (a) Laser intensity is $2.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (b) laser intensity is $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (c) laser intensity is $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

是以 RII 电离机制电离的电子的分布, 选取激光强度分别为 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 计算三个激光波长下的 RII 的动量分布, 如图 5 所示。

从图 5 可以清晰看到: 在各个激光强度下, 不同波长的 RII 动量主要分布在“旋转三瓣扇形”结构中, 这与上面的论述相一致。出现这种现象与激光场的电场结构有关系, 角频率之比为 1:2 的两束激光组成

的 CRTC 激光电场的结构为三瓣结构, 在 RESI 过程中, 两个电子的出射时间不同, 其受到光场的影响不同, 在这一过程中, 刚被激光场电离出的电子动量为零, 或者动量较低, 此时电子主要分布在中心区域。而在 RII 过程中, 两个电子同时电离, 其末动量受到激光电场矢势的影响, 故呈现“旋转三瓣扇形”结构分布。

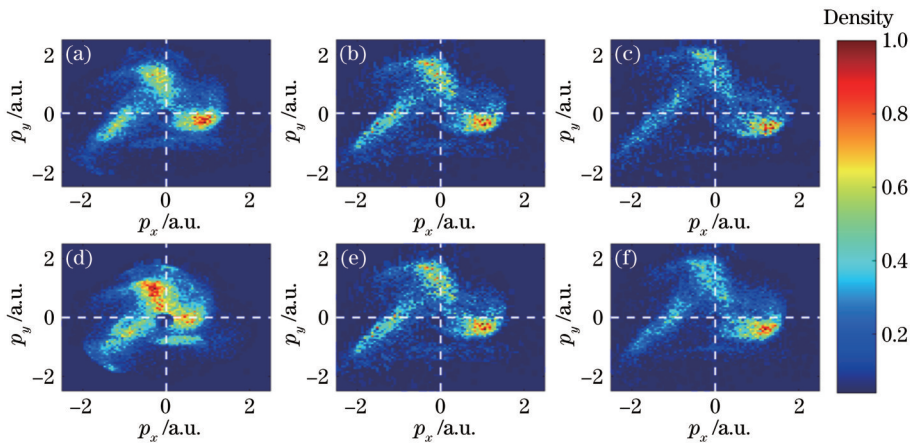


图 5 在 CRTC 激光场中 N_2 在不同激光波长下以 RII 电离机制电离的电子的动量分布图。激光强度为 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下波长分别为 (a) 400 nm 和 800 nm 的组合场、(b) 500 nm 和 1000 nm 的组合场和 (c) 600 nm 和 1200 nm 的组合场时的动量分布图; 激光强度为 $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下波长分别为 (d) 400 nm 和 800 nm 的组合场、(e) 500 nm 和 1000 nm 的组合场和 (f) 600 nm 和 1200 nm 的组合场时的动量分布图

Fig. 5 Momentum distributions of N_2 at different wavelengths for RII ionization mechanism in CRTC laser fields. Momentum distributions of combined fields with wavelengths of (a) 400 nm and 800 nm, (b) 500 nm and 1000 nm, and (c) 600 nm and 1200 nm, respectively, with laser intensity of $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; momentum distributions of combined fields with wavelengths of (d) 400 nm and 800 nm, (e) 500 nm and 1000 nm, and (f) 600 nm and 1200 nm, respectively, with laser intensity of $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

最后分析在 CRTC 激光场中随激光波长的增加, N_2 的 RII 电离机制越来越占主导的原因。从图 2 可以发现: 在确定的激光强度下, 随着波长的增加, 第一个电子的平均返回轨迹会越来越长, 返回轨迹的长度是返回能量的表征, 第一个电子的返回轨迹越长, 说明第一个电子返回母核附近时积累的能量越多, 则发生 RII 的概率越高。为了证明第一个电子返回轨迹长度与返

回能量之间的关系, 分别计算了在 CRTC 激光场中激光强度为 2×10^{14} 、 2.4×10^{14} 、 3×10^{14} 、 4×10^{14} 、 5×10^{14} 、 $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 随着激光波长的增加, 第一个电子最大返回能量的变化, 如图 6 所示。

从图 6 可以发现: 在同一激光强度下, 随着激光波长的增加, 第一个电子返回母核时的最大返回能量越来越大, 则发生 RII 的概率越来越高。而在同一激光波

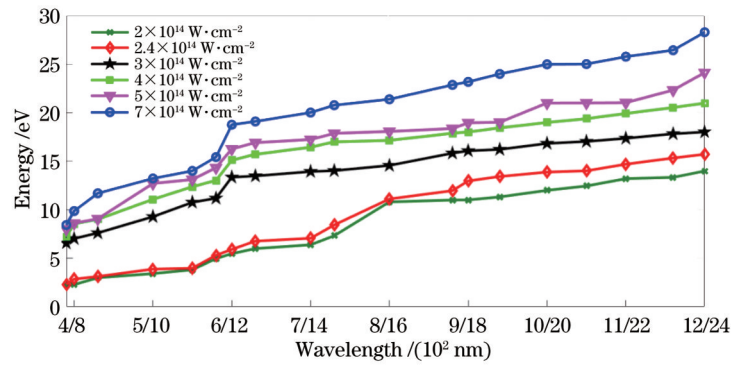


图 6 在 CRTC 激光场中确定激光强度下 N_2 在不同激光波长下的返回能量
 Fig. 6 Return energy of N_2 at different laser wavelengths in CRTC laser fields

长下,激光强度越高,最大返回能量越高。但对于固定的激光波长,两种电离机制电离的电子比率随激光强度的变化并不是呈单调变化的(图 4),这是因为从本质上来讲,RESI和RII两种电离机制电离的电子比率受到每个电子返回能量的影响,而每个电子的返回能量被每个电子的返回轨迹所决定,对于确定的激光波长,系综内的每个电子的返回轨迹受到不同激光强度的影响,这个过程不是简单的线性变化关系,虽然电子的最大返回能量随激光强度的增大而呈现单调上升的趋势,但是,其中每一个电子的返回能量并不一定随着激光强度的增大而呈现这样简单的线性变化关系。激光强度对两种电离机制存在一个阈值,该阈值产生RESI和RII的极值,这需要更进一步的深入研究。从图 6 中还发现,最大返回能量不是正比于光强,也不是平方依赖于波长,而是随着波长呈现出阶跃式上升的变化趋势,这不同于单色场的情况。这是因为双色场会导致

返回轨迹出现多样性,多种返回轨迹将会导致多种不同的返回能量,因此,在双色场中,返回能量与波长的关系比单色场中的情况更加丰富。这里仅研究了同一个返回方向的情况,电子最大的返回能量与波长呈现出阶跃式上升关系。

另外,对于更长的激光波长,因为返回轨迹较长,电子返回母核时,返回能量积累足够高,会使得第二个电子更快地电离出母核,所以激光波长越长,第二个电子电离的时间分布越来越向前移。为了进行验证,计算了激光强度为 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,激光波长分别为 390 nm 和 780 nm 组合激光场, 600 nm 和 1200 nm 组合激光场,以及 800 nm 和 1600 nm 组合激光场中第二个电子电离的时间分布图,如图 7 所示。

从图 7 可以发现:在确定的激光强度下,随着激光波长的增加,第二个电子电离的时间分布越来越向前

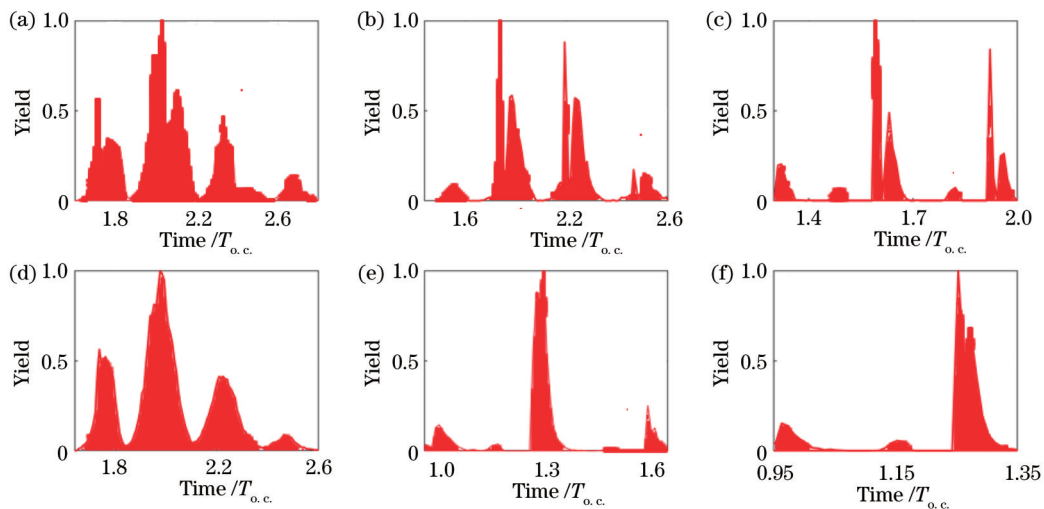


图 7 在 CRTC 激光场中 N_2 在确定激光强度下第二个电子电离的时间分布图。激光强度为 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下波长分别为 (a) 390 nm 和 780 nm 的组合场、(b) 600 nm 和 1200 nm 的组合场和 (c) 800 nm 和 1600 nm 的组合场时的时间分布图;激光强度为 $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 下波长分别为 (d) 390 nm 和 780 nm 的组合场、(e) 600 nm 和 1200 nm 的组合场和 (f) 800 nm 和 1600 nm 的组合场时的时间分布图

Fig. 7 Time distributions of second electron ionization of N_2 at fixed laser intensities in CRTC laser fields. Time distributions of combined fields with wavelengths of (a) 390 nm and 780 nm, (b) 600 nm and 1200 nm, and (c) 800 nm and 1600 nm, respectively, with laser intensity of $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; time distributions of combined fields with wavelengths of (d) 390 nm and 780 nm, (e) 600 nm and 1200 nm, and (f) 800 nm and 1600 nm, respectively, with laser intensity of $7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

移动,选择的激光场为 4 光学周期,发生在前 2 个光学周期下的 NSDI 主要是以 RII 的电离机制电离,而发生在后两个光学周期的 NSDI 主要是以 RESI 的电离机制电离。这进一步证明了在确定激光强度下,波长越长,第一个电子返回母核的轨迹越长,返回到母核时的能量越大,就越容易发生 RII。

4 结 论

本文采用全经典计算方法研究了 N_2 在周期量级 CRTC 激光场中的 NSDI。研究发现在特定激光强度下,随着激光波长的增加,NSDI 的产量有明显的下降趋势,这主要是因为电子的波包扩散作用为实验中选择合适的波长组合提供一些理论依据。研究还发现激光波长的变化会影响 N_2 在 CRTC 激光场中 RII 和 RESI 两种电离机制电离的电子在 NSDI 中的占比。在确定的激光强度下,随着激光波长的增加,RII 电离机制电离的电子在 NSDI 中的占比越来越大,这是因为波长越长,第一个电子返回的轨迹越长,第一个电子可以积累足够多能量,返回母核时可以快速将第二个电子电离出母核,也就增加了 RII 电离机制电离的电子在 NSDI 中的占比。另外,通过研究不同激光波长组合下 N_2 的 NSDI 的动量分布图,发现以 RII 电离机制电离的电子主要分布在“旋转三瓣扇形”结构中,而以 RESI 电离机制电离的电子主要分布在动量分布图的中心位置附近。本文对研究分子在 CRTC 激光场中的电子关联性有一定的参考意义。

参 考 文 献

- [1] 金发成,杨慧慧,张桐,等. 阈上电离谱与双色激光场频率的关系[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(3): 030201.
Jin F C, Yang H H, Zhang T, et al. Dependence of above-threshold ionization spectra on frequencies of two-color laser fields[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(3): 030201.
- [2] 戴晨,汪洋,缪志明,等. 基于飞秒激光与物质相互作用的高次谐波产生及应用[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(3): 0300001.
Dai C, Wang Y, Miao Z M, et al. Generation and application of high-order harmonics based on interaction between femtosecond laser and matter[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(3): 0300001.
- [3] 汪丽,薛金星,曾志男,等. 共振增强单色高次谐波产生[J]. 中国激光, 2019, 46(10): 1001003.
Wang L, Xue J X, Zeng Z N, et al. Generation of resonantly enhanced monochromatic high-order harmonics [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(10): 1001003.
- [4] 郑晓晓,白丽华,冯凤珍. 椭圆偏振强激光场中 Mg 原子的非次序双电离[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(8): 080201.
Zheng X X, Bai L H, Feng F Z. Non-sequential double ionization of magnesium atom in elliptically polarized strong laser field[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(8): 080201.

- [5] 余本海,李盈滨,李方涛. 少光周期的椭圆偏振激光脉冲驱动的氙原子非次序双电离[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0602001.
Yu B H, Li Y B, Li F T. Nonsequential double ionization of Xe atoms by elliptically polarized few-cycle laser pulses[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0602001.
- [6] Krausz F, Ivanov M. Attosecond physics[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 163-234.
- [7] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, et al. Observation of nonsequential double ionization of helium with optical tunneling[J]. Physical Review Letters, 1992, 69(18): 2642-2645.
- [8] Becker W, Liu X J, Ho P J, et al. Theories of photoelectron correlation in laser-driven multiple atomic ionization[J]. Reviews of Modern Physics, 2012, 84(3): 1011-1043.
- [9] Zhang Z L, Bai L H, Zhang J T. Double ionization of Ar below the recollision threshold intensity[J]. Physical Review A, 2014, 90(2): 023410.
- [10] Xu T T, Zhu Q Y, Chen J H, et al. Multiple recollisions in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. Optics Express, 2018, 26(2): 1645-1654.
- [11] Tong A H, Li Q G, Ma X M, et al. Internal collision induced strong-field nonsequential double ionization in molecules[J]. Optics Express, 2019, 27(5): 6415-6425.
- [12] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, et al. Correlated electron emission in multiphoton double ionization[J]. Nature, 2000, 405(6787): 658-661.
- [13] Wang Y L, Xu S P, Quan W, et al. Recoil-ion momentum distribution for nonsequential double ionization of Xe in intense midinfrared laser fields[J]. Physical Review A, 2016, 94(5): 053412.
- [14] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(13): 1994-1997.
- [15] Maxwell A S, de Morisson Faria C F. Controlling below-threshold nonsequential double ionization via quantum interference[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(14): 143001.
- [16] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X. Mechanism for high-energy electrons in nonsequential double ionization below the recollision-excitation threshold[J]. Physical Review A, 2009, 80(2): 023412.
- [17] Kulander K C, Cooper J, Schafer K J. Laser-assisted inelastic rescattering during above-threshold ionization[J]. Physical Review A, 1995, 51(1): 561-568.
- [18] Song K L, Tian Y, Ben S, et al. Non-sequential double ionization of CO_2 molecule and Kr atom in linearly polarized laser fields[J]. Journal of Atomic and Molecular Sciences, 2017, 8(1): 1-4.
- [19] Mancuso C A, Dorney K M, Hickstein D D, et al. Controlling nonsequential double ionization in two-color circularly polarized femtosecond laser fields[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(13): 133201.
- [20] Chaloupka J L, Hickstein D D. Dynamics of strong-field

- double ionization in two-color counterrotating fields[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(14): 143005.
- [21] Eckart S, Richter M, Kunitski M, et al. Nonsequential double ionization by counterrotating circularly polarized two-color laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(13): 133202.
- [22] Li H X, Song Q Y, Yao J P, et al. Air lasing from singly ionized N_2 driven by bicircular two-color fields[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(5): 053413.
- [23] Huang C, Zhong M M, Wu Z M. Intensity-dependent two-electron emission dynamics in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Optics Express*, 2018, 26(20): 26045-26056.
- [24] Li B Q, Yang X, Ren X H, et al. Enhanced double ionization rate from O_2 molecules driven by counter-rotating circularly polarized two-color laser fields[J]. *Optics Express*, 2019, 27(22): 32700-32708.
- [25] Peng M, Bai L H, Guo Z. Influence of relative phase on the nonsequential double ionization process of CO_2 molecules by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2021, 73(7): 075501.
- [26] Wang X, Tian J, Eberly J H. Angular correlation in strong-field double ionization under circular polarization [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(7): 073001.
- [27] Brabec T, Ivanov M Y, Corkum P B. Coulomb focusing in intense field atomic processes[J]. *Physical Review A*, 1996, 54(4): R2551-R2554.
- [28] Ho P J, Panfili R, Haan S L, et al. Nonsequential double ionization as a completely classical photoelectric effect[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(9): 093002.
- [29] Wang Y L, Xu S P, Chen Y J, et al. Wavelength scaling of atomic nonsequential double ionization in intense laser fields[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(6): 063415.
- [30] Panfili R, Eberly J H, Haan S L. Comparing classical and quantum dynamics of strong-field double ionization [J]. *Optics Express*, 2001, 8(7): 431-435.
- [31] Haan S L, Breen L, Karim A, et al. Variable time lag and backward ejection in full-dimensional analysis of strong-field double ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(10): 103008.
- [32] Peng M, Bai L H. Scaling law in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(11): 110201.
- [33] Ma X M, Zhou Y M, Chen Y B, et al. Timing the release of the correlated electrons in strong-field nonsequential double ionization by circularly polarized two-color laser fields[J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 1825-1837.
- [34] Kang H P, Chen S, Wang Y L, et al. Wavelength-dependent nonsequential double ionization of magnesium by intense femtosecond laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(3): 033403.
- [35] Chen J, Kim J H, Nam C H. Frequency dependence of non-sequential double ionization[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2003, 36(4): 691-697.